

ДИФРАКЦИОННАЯ МОДЕЛЬ БЛИЖНЕГО РАДИОАКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

ПАНЧЕНКО А.Ю.

Предлагается путь строгого решения дифракционной задачи рассеяния электромагнитных волн на неоднородностях диэлектрической проницаемости воздуха, вызванной прохождением акустических волн при радиоакустическом зондировании. Дается оценка возможных приближений. Представленный подход позволяет решить задачу получения метеоинформации на нижнем участке трассы зондирования для систем РАЗ.

Введение

Радиоакустическое зондирование (РАЗ) атмосферы является одним из наиболее перспективных методов оценки микрометеорологической ситуации [1]. Возможность получения высотных распределений метеопараметров в реальном времени делает системы радиоакустического зондирования незаменимым средством при комплексном мониторинге окружающей среды. Реализация преимуществ РАЗ требует разработки аппаратуры на основе современных достижений и решения целого ряда сложных теоретических задач.

Отсутствие строго математического описания на ранних стадиях развития метода приводило к существенным проблемам при практической реализации систем РАЗ и методик зондирования [1]. Впервые специфические факторы, характерные для дифракции электромагнитных волн на неоднородностях диэлектрической проницаемости атмосферы, вызванных прохождением акустических волн, учтены в [2]. Более строгое решение представлено в [3], где получены соотношения, позволяющие дать количественную оценку параметрам принимаемого сигнала в системах РАЗ.

Получение метеорологической информации с помощью РАЗ требует создания специальных методик обработки параметров принимаемого сигнала. В основе этого процесса лежит решение задачи дифракции электромагнитных волн на неоднородностях воздуха, вызванных прохождением акустических волн. Все известные в настоящее время решения используют модель точечного источника и функцию Грина для свободного пространства. Однако такая модель не позволяет учесть все факторы на нижнем участке трассы зондирования, там, где высотные метеоданные должны стыковаться с наземными.

Цель работы — получить более точное представление отраженного поля, позволяющее разработать методику выделения метеоинформации на нижнем участке трассы зондирования. Для этого предлагается использовать разложение полей электромаг-

нитных и акустических волн при РАЗ в спектр пространственных гармоник. Исчерпывающее изложение такого решения весьма объемно, поэтому в данной работе ограничимся его начальными этапами.

Задачами данной работы являются представление возможных путей аналитического решения, оценка допустимых приближений и определение основных трудностей при численном моделировании. Необходимые упрощения математических выкладок нужно делать в пользу формирования наглядных представлений о физических процессах, чтобы впоследствии, пользуясь только физическими рассуждениями и не теряя основных дифракционных механизмов, можно было дополнить эту модель факторами, которыми определяются распространения волн в турбулентной неоднородной среде.

1. Основные соотношения

Решение поставленной задачи состоит из следующих этапов. Сначала необходимо представить поле излучателей в виде спектра пространственных гармоник. Затем определить сигнал, который отражается при падении каждой пространственной гармоники электромагнитного поля на каждую пространственную гармонику акустического. В этом процессе зависимость коэффициента отражения определяется двумя факторами: углом падения и выполнением условия Брэгга. Далее необходимо просуммировать поле всех отраженных составляющих в области расположения приемной антенны. Вопросы, связанные с турбулентностью, в данной работе не рассматриваются. Подробное описание последовательности действий дает возможность наполнять их физическим смыслом, что необходимо для организации экспериментальной проверки, и впоследствии позволит включить в нее этапы, связанные с воздействием турбулентности на акустическое поле.

Наибольшую практическую ценность будут представлять результаты, полученные для антенн с круглыми апертурами. Поэтому воспользуемся цилиндрической системой координат, в ее центре поместим антенну, у которой главный максимум ДН направлен вдоль оси z . Все размеры нормируем к длине волны.

При отсутствии вариаций возбуждающего поля по азимуту апертуры спектральная плотность пространственных гармоник A_s зависит только от угла склонения θ , и при синфазном возбуждении апертуры она имеет только действительную составляющую. Пространственный спектр для антенны радиусом r_0 имеет вид:

$$A_s(\theta) = 2\pi \cos \theta \int_0^{r_0} r J_0(2\pi r \sin \theta) A_r(r) dr, \quad (1)$$

где $A_r(r)$ — распределение возбуждающего поля на апертуре.

Обратное преобразование в случае дифракции при РАЗ позволяет определить пространственное рас-

пределение отраженного ЭМ поля. В простейшем случае оно позволяет восстановить $A_r(r)$:

$$A_r(r) = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} A_s(\theta) J_0(2\pi r \sin \theta) \sin \theta d\theta \quad (2)$$

Чтобы получить точное восстановление первоначальной функции распределения, необходимо интегрирование проводить по контуру, расположенному на комплексной плоскости. Выражение (2) учитывает только действительные, незатухающие компоненты. Для оценки возможности применения такого приближения воспользуемся сравнением результатов численных расчетов.

На рис. 1 представлены результаты последовательного применения выражений (1) и (2) к равномерному распределению возбуждающего поля на апертурах для нескольких значений радиуса r_0 .

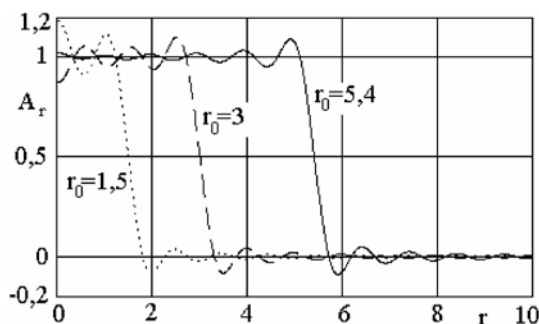


Рис. 1. Восстановление распределения поля на круглой апертуре

С увеличением радиуса точность восстановления поля на апертуре возрастает. Антенны для систем РАЗ должны обеспечивать ширину главного лепестка не более 10-20°, поэтому интегрирования по действительному углу достаточно для качественного описания поля, а при больших r_0 и для проведения расчетов это существенно облегчает дальнейший анализ.

2. Оценка приближений

В произвольной точке пространства поле круглой антенны определяется выражением:

$$A_r(r, z) = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} A_s(\theta) J_0(2\pi r \sin \theta) \exp(-i2\pi z \cos \theta) \sin \theta d\theta \quad (3)$$

Обозначим нормаль к фазовому фронту пространственной гармоники поля акустических волн как $\vec{n}_{a1}$, нормаль гармоники электромагнитного поля — $\vec{n}_{e1}$. Угол между нормалью обозначим γ_{ae} . Тогда $\cos \gamma_{ae} = \sin \theta_{a1} \sin \theta_{e1} (\cos(\varphi_{a1} - \varphi_{e1})) + \cos \theta_{a1} \cos \theta_{e1}$. Для плоских пространственных гармоник отражение представляет классический случай дифракции Брэгга, и амплитудный сомножитель, определяющий согласование по Брэггу, имеет вид:

$$K_{Br}(\gamma_{ae}) = \frac{\sin[\pi N(1 - 2\lambda_a/(\lambda_e \cos \gamma_{ae}))]}{\pi N(1 - 2\lambda_a/(\lambda_e \cos \gamma_{ae}))} \quad (4)$$

где N — число периодов в акустическом пакете. При выполнении соотношения $\lambda_e = 2\lambda_a$ это приводит к

$$K_{Br}(\gamma_{ae}) = \frac{\sin[\pi N(1 - \operatorname{cosec} \gamma_{ae})]}{\pi N(1 - \operatorname{cosec} \gamma_{ae})} \quad (5)$$

Так как число N имеет порядок десятков-сотен, то угол γ_{ae} , в котором происходит синфазное сложение отраженных волн, ограничен величинами десятых-сотых долей радиана. Поэтому зависимостью модуля коэффициента отражения от угла падения в соответствии с законами отражения Снеллиуса можно пренебречь. По этой причине можно также пренебречь зависимостью K_{Br} от поляризации падающей волны.

Величина $N \gg 1$ не позволяет варьировать соотношением кратности между λ_a и λ_e , которое могло бы привести к изменению размеров антенн, так как во втором, третьем и остальных максимумах функции $K_{Br}(\gamma_{ae})$ длина волны электромагнитного излучения будет незначительно отличаться от $2\lambda_a$.

Физические свойства среды и амплитуда акустического возмущения линейно связаны с амплитудой отраженной гармоники, и чтобы не загромождать дальнейшие выкладки, они далее не рассматриваются.

Отражение одной составляющей поля электромагнитных волн E_{e1} от выбранной пространственной гармоники акустического поля A_{a1} можно пояснить с помощью схемы, изображенной на рис. 2. На этом рисунке фазовый фронт электромагнитной волны обозначен пунктирной линией, отражающей акустической волны — жирной.

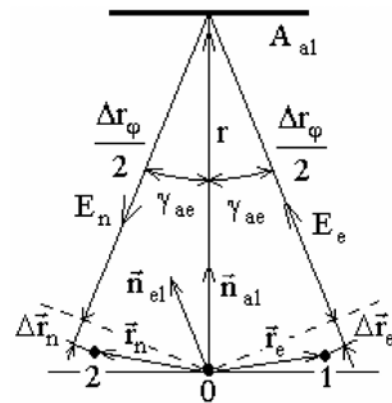


Рис. 2. Оптическая схема для одной пространственной гармоники

Трассу движения пространственной гармоники можно разделить на четыре участка. Участки Δr_e и Δr_n ограничены соответственно точками излучения 1 и приема 2 и плоскостями, перпендикулярными к направлениям движения излученной и отраженной составляющих электромагнитного поля и проходящими через точку излучения акустических волн. Участки $\Delta r_\varphi/2$ равны произведению расстояния, прошедшего акустической волной, на $\cos \gamma_{ae}$. Тогда полная длина оптического пути составляет:

$$\Delta r_{\Sigma} = 2r \cos \gamma_{ae} + (\vec{n}_{el} \vec{r}_e) + (\vec{n}_{nl} \vec{r}_n) . \quad (6)$$

Направление нормали отраженной электромагнитной волны $\vec{n}_{nl}$ и углы прихода θ_{nl} и φ_{nl} можно определить из простых геометрических соотношений на основании соотношения:

$$\vec{n}_{al} = \frac{\vec{n}_{nl} + \vec{n}_{el}}{|\vec{n}_{nl} + \vec{n}_{el}|} . \quad (7)$$

Чтобы упростить дальнейшую задачу численного интегрирования, ограничимся анализом моноэлектрической системы РАЗ [1]. Это сохранит основные этапы аналитического решения, но позволит избежать создания специализированных численных алгоритмов. Для моноэлектрической системы центры излучения волн будут находиться в начале координат, а перемещение точки приема $\vec{r}_n$ необходимо только для оценки пространственного распределения отраженного поля. Соответствующий фазовый множитель в коэффициенте отражения будет иметь вид:

$$\dot{K}_{\varphi}(\vec{n}_{al}, \vec{n}_{el}, \vec{r}_n) = \exp[-i2\pi(2r \cos \gamma_{ae} + (\vec{n}_{nl} \vec{r}_n))] . \quad (8)$$

Расстояние до пакета r существенно больше r_n и имеет порядок сотен, тысяч или даже десятков тысяч длин волн. Таким образом, область значений угла γ_{ae} , в котором происходит синфазное сложение отраженных волн, будет ограничена еще больше, чем это следует из (4) и (5). При этом диапазон углов синфазно отражающей области для больших r будет уменьшаться пропорционально $\sqrt{r}$.

3. Аналитическое представление

Для дальнейшего анализа выбираем точечные источник и приемник радиоволн и круглый, равномерно возбужденный раскрыв акустического излучателя. Такое упрощение позволит существенно уменьшить объем расчетов, но сохранит основные физические факторы.

Спектр акустических гармоник определяется (1). При $A_r(r)$ равной действительной константе он не содержит мнимой составляющей, т.е. отражение от всех гармоник $A_s(\theta)$ синфазно и результирующие выражения будут иметь наиболее простой вид, а на практике это соответствует получению максимальной мощности отраженного сигнала. Суммирование гармоник отраженного поля можно проводить в различной последовательности. Если рассматривать результат отражения одной составляющей электромагнитного поля электромагнитных волн $E_{el}(\vec{n}_{el})$ от выбранной пространственной гармоники акустического поля $A_{al}(\vec{n}_{al})$ в плоскости отражения, то первое интегрирование можно произвести в относительно малом диапазоне углов γ_{ae} , охватывающем небольшую область синфазного отражения. Суммарная комплексная амплитуда отраженного поля $\dot{E}_s(\vec{n}_{al})$ для всех пространственных гармоник с выбранного направления $\vec{n}_{al}$ будет пропорциональна коэффициенту отражения в этом направлении, амплитудам гармоник падающего

поля и телесному углу, в котором суммирование будет происходить синфазно:

$$\dot{E}_s(\vec{n}_{al}) = A_{al}(\vec{n}_{al}) \int_{\gamma_{ae}} \int_{\varphi_{\gamma}} E_e(\vec{n}_{el}) \exp(-i4\pi r \cos \gamma_{ae}) \times \\ \times \sin \gamma_{ae} d\varphi_{\gamma} d\gamma_{ae} , \quad (9)$$

где φ_{γ} – азимутальный угол относительно направления $\vec{n}_{al}$.

Фазовый множитель в этом интеграле учитывает все, кроме последней части оптического пути (см. рис. 2).

Для точечного источника $E_e(\vec{n}_{el}) = \text{const}$. Интегрирование по телесному углу $\vec{n}_{al}$ позволит получить результирующее выражение для принимаемого сигнала:

$$U_n(\vec{r}_n) = \int_{\theta\varphi} \dot{E}_s(\vec{n}_{al}) \exp(-i2\pi(\vec{r}_n \vec{n}_n)) \sin \theta d\theta d\varphi . \quad (10)$$

При записи интегрирования непосредственно по угловым переменным $\vec{n}_{al}$ и $\vec{n}_{el}$ последовательность действий более формализована, и ее труднее разделить на части, соответствующие этапам численного интегрирования, которые имеют физическую интерпретацию, удобную для анализа. При такой последовательности будет сложнее физически оправданно ввести параметры, определяющие изменения сигнала турбулентностью. Но для бес-турбулентной атмосферы она позволит быстрее получить конечный результат с помощью формальных преобразований. В этом случае для моноэлектрической системы РАЗ имеем:

$$U_n(\vec{r}_n) = \int_{nal} A_{al}(\vec{n}_{al}) \int_{nel} \exp[-i2\pi(2r \cos \gamma_{ae} - (\vec{r}_n \vec{n}_{nl}))] \times \\ \times d\vec{n}_{al} d\vec{n}_{el} . \quad (11)$$

В соответствии с геометрической схемой (см. рис. 2) γ_{ae} можно представить как угол между $\vec{n}_{al}$ и $\vec{n}_{nl}$, а во внутреннем интеграле провести интегрирование по угловым переменным направления $\vec{n}_{nl}$. Опуская несложные, но громоздкие преобразования, получаем:

$$U_n(r, r_n, z_n) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} A_a(\theta_a) I_{ae}(r, r_n, z_n, \theta_a) \sin \theta_a d\theta_a . \quad (12)$$

В этом выражении вследствие осевой симметрии задачи осталось две координаты точки приема – полярный радиус r_n и высота z_n . Функция $I_{ae}(r_n, z_n, \theta_a)$ является образующей для отраженного поля при точечных антеннах, и с учетом указанных выше приближений имеет вид:

$$I_{ae} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \exp[-i2\pi(2r \cos \theta_n \cos \theta_a - z_n \cos \theta_n)] \times \\ \times J_0(4\pi r \sin \theta_n \sin \theta_a) J_0(2\pi z_n \cos \theta_n) \times \sin \theta_n d\theta_n . \quad (13)$$

Основная сложность при интегрировании этого выражения обусловлена тем, что под интегралом

стоит быстро осциллирующая функция, представляющая собой произведение экспоненты и функции Бесселя. Поэтому выделение осциллирующего сомножителя возможно только на локальных участках, что затрудняет применение эффективных численных методов интегрирования. Кроме того, величина r на нижних участках трассы зондирования составляет десятки-сотни длин волн, что недостаточно для четкого разделения осциллирующей части и ее огибающей.

4. Результаты численного моделирования

Интегрирование по (12) при известном $I_{ae}(r, r_n, z_n, \theta_a)$ не представляет сложности. Поэтому здесь представим численные расчеты и ограничимся анализом поведения $I_{ae}(r, r_n, z_n, \theta_a)$, что впоследствии может помочь поискам путей упрощения численного алгоритма, например, с помощью определения асимптот.

На рис. 3, а, б представлены графики нормированного значения подынтегральной функции $I_N(r, r_n, z_n, \theta_a)$. Эта функция равна произведению $I_{ae}(r, r_n, z_n, \theta_a)$ и $4i\pi r$, и представлена в зависимости от r_n при r , равном 500 (штриховая линия) и 50 (сплошная линия) для $z_n = 0$, $\theta_a = 0,2$ и $\theta_a = 0,7$.

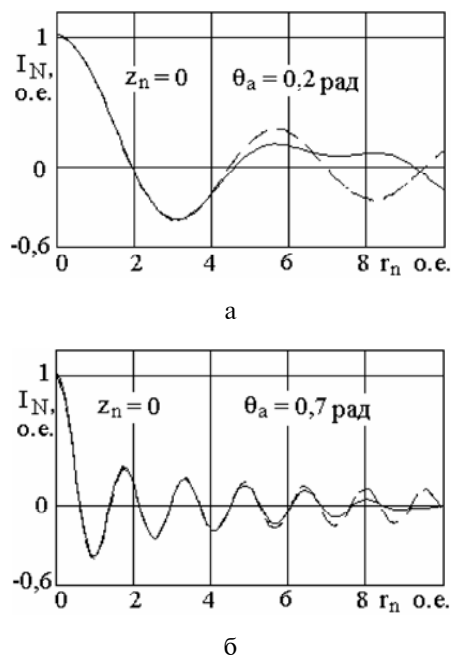


Рис. 3. Образующая функция для точечных источников

Для сравнения параллельно проведены расчеты функции, представляющей произведение $I_B = J_0(2\pi r_n \sin \theta_a) \exp(-i2\pi z_n \cos \theta_a)$, которое аналогично сомножителям, входящим в подынтегральное выражение в (3). Отличие I_N при $r = 500$ и I_B оказалось незначительным, таким, что показать их совместно на одном рисунке невозможно.

Далее на рис. 4 представлена функция $I_N(r, r_n, z_n, \theta_a)$ в зависимости от θ_a при $r_n = 0$ и $z_n = 1$ (рис. 4, а) и при $r_n = 0,5$ и $z_n = 1$ (рис. 4, б).

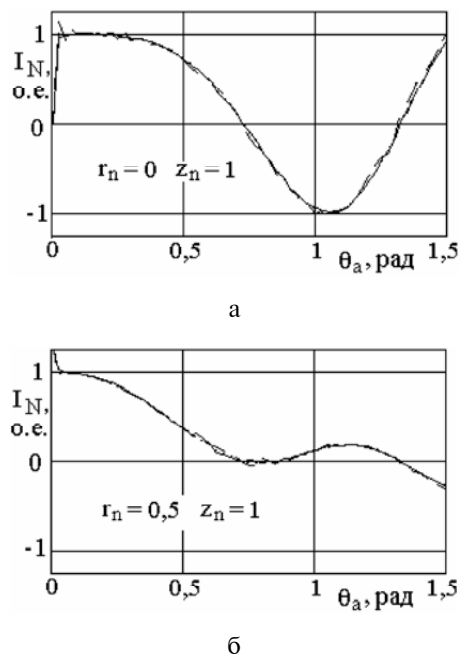


Рис. 4. Угловое распределение образующей функции точечных источников

Для этих графиков расчет также проводился для двух значений r (500 и 50) и параллельно вычислялась базисная функция I_B . В этом случае она также совпадала с функциями, представленными на рис. 4, а, б. Отличие между I_N и I_B возрастает при увеличении r_n и уменьшении r , в частности, для зависимостей I_N от θ_a при $r = 50$ и $r_n > 4$, а для таких параметров уровень принимаемого сигнала будет настолько мал, что их вычисление не представляет практического интереса [3]. Дальнейший анализ показывает, что это отличие вызвано отсутствием интегрирования по комплексному углу.

При $\theta_a = 0$ расчетное значение функции $I_{ae}(r, r_n, z_n, \theta_a)$ флуктуирует, что не соответствует физическим представлениям и I_B . Однако вклад этого участка в общую величину принимаемого сигнала, интеграл в (12), будет мал.

Флуктуации возрастают при больших r вследствие неустойчивости численного алгоритма. Поэтому для второго интегрирования при вычислении $U(r, r_n, z_n)$ необходима разработка специализированной программы. Сравнивая (12), (13) с (2), (3), можно сделать вывод, что при больших r функция I_B / r является удобной асимптотой $I_{ae}(r, r_n, z_n, \theta_a)$. Сомножитель $1/r$ учитывает расхождение волновых пучков при РАЗ. С учетом того, что I_B входит сомножителем в подынтегральное выражение (3), можно сделать вывод, что вычисленное с помощью (12) значение U_n при больших r совпадает с распределением поля, излучаемого круглой аперту-

рой, что также соответствует предыдущим решениям [2,3] и экспериментальным данным [4].

В бистатической системе РАЗ, в которой точки излучения и приема вынесены из центра на некоторое расстояние y_0 , в аргументе фазового множителя появится слагаемое, которое по порядку величины равно $-i4y_0 \sin \gamma_{ae}$. Поэтому для необходимого совпадения $I_{ae}(r, r_n, z_n, \theta_a)$ с I_B / r потребуются большие r , или исключение приближений, сделанных при выводе (12), в частности, включение мнимых углов интегрирования в (11).

Еще большие трудности возникнут при анализе РАЗ турбулентной атмосферы. Учет воздействия неоднородностей на плоские гармоники акустического поля значительно сложнее, чем для модели точечных источников [5]. Для больших r вывод можно несколько упростить, считая γ_{max} существенно меньше единицы, и использовать последовательность интегрирования как при выводе (9) и (10), но и в этом случае выражения будут значительно более громоздкими.

Представленная модель является более сложной, чем используемая ранее [2,3], поэтому ее детальное развитие, в том числе и создание специализированных программ для численных расчетов, целесообразно проводить в случае реальной перспективы практической реализации систем РАЗ.

Выводы

Впервые для описания поля отраженных волн использован пространственный спектр гармоник. Определены факторы, которые необходимо учитывать при описании, и возможные приближения, определена одна из асимптот, позволяющая облегчить процесс численного интегрирования.

В отличие от ранее известных решений данный подход обеспечивает существенное повышение точности описания параметров сигнала на нижнем участке трассы зондирования.

Практическое применение результатов данной работы и их *дальнейшее развитие* позволит уточнить решение дифракционной задачи РАЗ, что будет служить основанием для разработки методики получения метеоинформации на нижнем участке трассы зондирования.

Литература: 1. *Каллистратова М.А., Кон А.И.* Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука, 1985. 198 с. 2. *Кон А.И.* Бистатическая система радиоакустического зондирования // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981. Т.17, №6. С.657-660. 3. *Панченко А.Ю.* Дифракция электромагнитных волн на акустических при радиоакустическом зондировании атмосферы // Электромагнитные волны (М) 1997. Т.2, №5. С.37-42. 4. *Ульянов Ю.Н., Панченко А.Ю., Максимова Н.Г., Прошкин Е.Г., Ветров В.И.* Комплекс вертикального акустического и радиоакустического зондирования атмосферы в условиях прибрежного метеополгона. М., 1990. Препр. / ИФА АН СССР; № 7, Ч.1. С.39-46. 5. *Кон А.И.* Мощность сигнала при радиоакустическом зондировании турбулентной атмосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1984. Т. 20, №2. С.176-185.

Поступила в редколлегию 04.11.2004

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Прошкин Е.Г.

Панченко Александр Юрьевич, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: радиофизика, микроэлектроника, неразрушающий контроль сред, материалов и изделий. Адрес: Украина, 61736, Харьков, пр. Ленина, 14, тел.: (057) 7021-362.